

# Extraction jointe de spectres d'Objets Trans-Neptuniens avec le mode Fixed Slit de l'instrument JWST/NIRSpec

Laurence DENNEULIN<sup>1,2</sup> Aurélie GUILBERT-LEPOUTRE<sup>2</sup> Maud LANGLOIS<sup>1</sup> Samuel THÉ<sup>1</sup> Éric THIÉBAUT<sup>1</sup> Bryan J. HOLLER<sup>3</sup> Pierre FERRUIT<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Univ. de Lyon, Univ. Lyon 1, Ens de Lyon, CNRS, CRAL, UMR5574, 69230 Saint-Genis-Laval, France

<sup>2</sup>Univ. de Lyon, Univ. Lyon 1, Ens de Lyon, CNRS, LGLTPE, UMR5276, 69622 Villeurbanne Cedex, France

<sup>3</sup>Space Telescope Science Institute, Baltimore, Maryland, United States

<sup>4</sup>European Space Agency, ESAC, 28692 Villafranca del Castillo, Madrid, Espagne

**Résumé** – La caractérisation spectrale des Objets Trans-Neptuniens permet de comprendre les mécanismes de leur formation et, par extension, ceux de notre système solaire. Le mode fente fixe du spectrographe en infra-rouge proche du télescope spatial James Webb fournit des spectres de tels objets d'excellente qualité, car non-pollués par l'absorption chromatique de l'atmosphère terrestre, et avec une résolution spectrale allant de 100 pour la basse résolution, à 1000 pour la moyenne résolution. Les données observées correspondent à la distribution spectrale de l'intensité de l'objet non-résolu spatialement, mais flouté par la fonction d'étalement de point (PSF). Pour en extraire le spectre, la méthode standard intègre le flux dans une fenêtre de taille fixe et ne prend en compte ni la taille ni la forme de la PSF, au risque d'intégrer du bruit. C'est pourquoi nous proposons ici une méthode d'extraction de spectre basée sur celle de EXOSPECO [10, 11]. Cette méthode par approche inverse régularisée prend en compte la variabilité de la PSF en fonction de la longueur d'onde. Nous montrons que notre méthode donne des résultats bien moins bruités et plus facilement exploitables que ceux de la chaîne de traitement standard.

**Abstract** – Spectral studies of Trans-Neptunian Objects are required for a better understanding of their possible formation mechanism, hence the formation scenario of our solar system. Spectra of such objects can be acquired with the Fixed Slit mode of the James Webb Space Telescope's Near Infrared Spectrograph. These spectra are not polluted by the earth atmosphere's chromatic absorptions and can be spectrally resolved with a power ranging from 100, for low resolution, to 1000, for medium resolution. The data correspond to the spectral distribution of the object spatially blurred by the point spread function (PSF). To extract the spectrum from the data, the standard method integrates the flux in a fixed size window. It does not take into account either the size or the variability of the PSF with the wavelength, thus risking noise integration. We present a spectrum extraction method, based on EXOSPECO's method [10, 11]. This regularized inverse approach takes into account the variability of the PSF as a function of the wavelength. We show that our method gives less noisy results, and is easier to exploit than those given by the standard pipeline.

## 1 Introduction

Au-delà de Neptune, se trouve la ceinture de Kuiper, un disque de débris dans lequel orbitent planètes naines et astéroïdes, appelés Objets Trans-Neptuniens (TNO : *Trans-Neptunain Objects*). Connaître leur composition chimique élémentaire, en plus de leur forme, taille ou masse, permet de mieux contraindre les mécanismes possibles de formation et ainsi, le scénario de formation de notre système solaire. Le spectre de la lumière solaire qu'ils réfléchissent contient des bandes d'absorptions aux longueurs d'onde caractéristiques des éléments chimiques qui les composent. Les informations sur la composition chimique élémentaire des TNO peuvent donc être obtenues par l'observation des bandes spectrales d'absorption dans leurs spectres. Allier ces observations à une modélisation physique, permet de préciser le scénario de formation.

Depuis le lancement du télescope spatial James Webb (JWST : *James Webb Space Telescope*), et depuis la première lumière de son spectrographe en proche infra-rouge ([4] NIRSpec : *Near InfraRed Spectrograph*), un grand nombre de TNOs ont été observés pour leur étude spectrale, car cet instrument présente de nombreux avantages. Tout d'abord, l'observation par un télescope spatial permet de ne pas être pollué

par l'absorption spectrale de l'atmosphère. De plus, l'instrument JWST/NIRSpec permet d'observer une large bande de longueur d'onde (de  $0.6\mu\text{m}$  à  $5.3\mu\text{m}$ ) avec une résolution de l'ordre de  $10^{-2}\mu\text{m}/\text{pixel}$ , pour la basse résolution (BR), et de l'ordre de  $10^{-3}\mu\text{m}/\text{pixel}$  à  $10^{-4}\mu\text{m}/\text{pixel}$  pour la moyenne résolution (MR). Enfin, le mode fente fixe (FS : *Fixed Slit*) permet d'observer les spectres des TNOs de très faible brillance, tel que 2003 AZ<sub>84</sub>[2], celui sur lequel nous appliquons notre méthode dans ce travail.

Les données observées par le mode FS de JWST/NIRSpec correspondent à la distribution spectrale de l'objet, non-résolu et flouté spatialement par la fonction d'étalement de point (PSF : *Point Spread Function*). Pour extraire les spectres, la méthode actuelle du pipeline officiel consiste à intégrer le flux le long d'une fenêtre rectangulaire d'une hauteur fixe. Cette méthode ne prend en compte ni la forme, ni la largeur de la PSF, qui varie en fonction de la longueur d'onde, au risque d'intégrer inutilement d'autant plus de bruit que la PSF est moins large que la fenêtre, ou d'autant moins de signal que la fenêtre est plus étroite que la PSF. De plus, cette méthode nécessite au préalable de réaligner le spectre sur la grille des pixels, ce qui implique un ré-échantillonnage et une interpolation des données, introduisant des artefacts au niveau des

pixels défectueux et des corrélations dans les mesures.

La littérature présente déjà de nombreuses méthodes d'extraction de spectre avancées. Dès 1986, Horne [3] propose une méthode d'extraction de spectre, par moindres carrés pondérés par la matrice de précision, appliquée à des données sans contribution du ciel et divisées par le profil de PSF. Ses travaux sont repris par Kinney [5] en 1991, qui propose de prendre en compte le profil dans le modèle des données. Ces deux méthodes supposent que les spectres sont alignés sur la grille de pixels. Depuis, plusieurs travaux basés sur l'approche inverse régularisée ou non ont suivi. Dans ces travaux, les auteurs estiment à la fois spectre et profil, et prennent soit en compte plusieurs acquisitions, soit la distorsion sur une seule acquisition, en ajoutant un opérateur de sur-échantillonnage dans le modèle [6, 8]. Dans ce papier, nous reprenons l'algorithme EXOSPECO [10, 11], basé sur l'approche inverse, qui permet de prendre en compte une PSF paramétrique avec grossissement chromatique, ainsi que la distorsion calibrée au préalable, en incluant dans le modèle un opérateur d'interpolation. Le JWST propose un outil de simulation de PSF [7], mais celui-ci ne prend pas en compte la totalité du modèle optique et son utilisation dans un modèle direct ne permet pas d'avoir un modèle analytique.

Une de nos contributions est donc d'introduire un modèle paramétrique de PSF chromatique adapté au mode FS de JWST/NIRSpec et prenant en compte la taille du pixel, qui n'est pas prise en compte dans le modèle de PSF chromatique proposé dans EXOSPECO. Nous proposons également d'auto-calibrer la distorsion directement à partir des données de sciences. Notre but est d'offrir une méthode d'extraction de spectres de meilleure qualité que le pipeline officiel qui soit facilement transposable à d'autres instruments et à d'autres formes de PSF.

Ce papier est construit comme suit. Dans la Section 2, nous présentons les données du mode FS de JWST/NIRSpec et le modèle direct. Dans la Section 3, nous présentons la fonction de coût et la méthode hiérarchique permettant d'extraire les spectres. Enfin, dans la Section 4, nous présentons les résultats sur les données BR et MR du TNO 2003 AZ<sub>84</sub>, et les comparons aux résultats du pipeline.

## 2 Données *Fixed Slit* et modèle direct

Nous nous intéressons ici à l'extraction du spectre  $\mathbf{z} \in \mathbb{R}^N$  d'un objet non résolu, échantillonné pour  $N$  valeurs de longueurs d'ondes  $\lambda^z \in \mathbb{R}^N$  équi-réparties entre  $\lambda_{\min}$  et  $\lambda_{\max}$ . Les spectres sont extraits des données  $\mathbf{d} \in \mathbb{R}^{K \times L}$ , composées de  $L$  acquisitions de  $K$  pixels, où  $K$  est multiple du nombre de pixels pour la dimension spectrale et pour la dimension spatiale. À chaque acquisition, sont associées les cartes de longueur d'onde  $\lambda \in [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]^{K \times L}$ , où  $\lambda_{k,\ell}$  est la longueur d'onde  $\lambda$  associée au  $k$ -ième pixel de l'acquisition  $\ell$ , et les cartes de positions  $\rho \in \mathbb{R}^{K \times L}$ , où  $\rho_{k,\ell}$  correspond à la position  $\rho$  du  $k$ -ième pixel dans la fente du spectrographe sur la caméra à l'acquisition  $\ell$  et qui varie le long du spectre du fait de la distorsion.

Le schéma de la Fig. 1 résume le fonctionnement de l'instrument. La fente permet de faire une coupe spatiale du champ de ciel observé. Ici, comme notre objet est non résolu, nous obtenons une coupe unidimensionnelle de la lumière du TNO

diffraqué par l'instrument en amont. Le collimateur permet de réaligner les rayons de manière parallèle dans un faisceau très fin afin d'être dispersé proprement par le prisme (en BR) ou d'un des différents grismes (en MR). La lumière ainsi dispersée est ensuite acquise par la caméra, avec en abscisse la dimension spectrale et en ordonnée la dimension spatiale.

La PSF combine les effets de la diffraction avec un étalement proportionnel à la longueur d'onde  $\lambda$  et de l'intégration par le pixel. Nous supposons que la convolution de ces 2 effets est bien approximée par une gaussienne de variance  $\alpha \lambda^2 + \beta$  avec  $\alpha > 0$ , lié à la combinaison optique, et  $\beta > 0$ , lié à la taille effective du pixel. Notre modèle de PSF s'écrit donc :

$$h(\lambda; \rho; \alpha, \beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\alpha\lambda^2 + \beta)}} e^{-\rho^2/(\alpha\lambda^2 + \beta)}, \quad (1)$$

où  $\rho \in \mathbb{R}$  est la distance au centre de la PSF. Par la suite on notera  $\mathbf{h}_\theta \in \mathbb{R}^{K \times L}$  notre modèle de PSF échantillonné pour l'ensemble des acquisitions, c'est-à-dire  $(\mathbf{h}_\theta)_{k,\ell} = h(\lambda_{k,\ell}, \rho_{k,\ell} - \mathbf{c}_\ell, \alpha, \beta)$  où  $\theta = (\alpha, \beta, \mathbf{c}_1, \dots, \mathbf{c}_L) \in \mathbb{R}_+^2 \times \mathbb{R}^L$  sont les paramètres de PSF, avec  $\mathbf{c}_\ell \in \mathbb{R}$  la position du centre de l'objet dans la fente pour l'acquisition considérée. Les composantes de  $\theta$  sont déterminées par auto-calibration dans notre méthode. Dans le cas de NIRSpec, pour  $\lambda < 3.25 \mu\text{m}$ , la largeur à mi-hauteur de la PSF est plus petite qu'un pixel et n'est donc pas résolue.

Afin de pouvoir passer du spectre échantillonné sur  $\lambda^z \in \mathbb{R}^N$  au flux échantillonné sur le détecteur pour chaque longueur d'onde  $\lambda \in \mathbb{R}^{K \times L}$  il est nécessaire d'interpoler. Ce qui s'écrit :

$$\mathbf{f}_{k,\ell} = \sum_{n=1}^N \Phi(\lambda_{k,\ell} - \lambda_n^z) \mathbf{z}_n = \mathbf{F}_{k,\ell} \mathbf{z}, \quad (\forall k, \ell) \quad (2)$$

avec  $(\mathbf{F}_{k,\ell})_n = \Phi(\lambda_{k,\ell} - \lambda_n^z)$  et  $\Phi$  le noyau d'interpolation. On a alors le modèle des données suivant :

$$\mathbf{d} = \mathbf{h}_\theta \odot (\mathbf{F} \mathbf{z}) + \boldsymbol{\eta} \quad \text{avec} \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \mathbf{F}_{1,1} \\ \vdots \\ \mathbf{F}_{K,L} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

où  $\odot$  représente l'opérateur de Hadamard (produit terme à terme) et où  $\boldsymbol{\eta} \in \mathbb{R}^{K \times L}$  est un vecteur de bruit qui suit une loi approximativement gaussienne centrée de covariance  $\Sigma$ . Pour les données traitées dans cette communication, les mesures sont mutuellement indépendantes et  $\Sigma$  est caractérisée par ses éléments diagonaux  $\sigma_{k,\ell}^2 = \text{Var}(\mathbf{d}_{k,\ell})$ . Dans le cas où le  $k$ -ième pixel est défectueux,  $\text{Var}(\mathbf{d}_{k,\ell}) = +\infty$ . Dans la suite, on notera le modèle  $\mathbf{M}_\theta : \mathbf{z} \rightarrow \mathbf{h}_\theta \odot (\mathbf{F} \mathbf{z})$ .

## 3 Méthode d'extraction optimale

Le modèle direct dépend de plusieurs inconnues de natures différentes : les paramètres de PSF  $\alpha$  et  $\beta$ , les positions de l'objet dans la fente  $\mathbf{c}$  ainsi que le spectre à extraire  $\mathbf{z}$ . Nous les estimons de manière alternée par minimisation de la co-loss-vraisemblance des données avec une régularisation de Tikhonov :

$$\hat{\mathbf{z}}, \hat{\boldsymbol{\theta}} = \underset{\substack{\mathbf{z} \in \mathbb{R}^N \\ \boldsymbol{\theta} \in \mathbb{R}_+^{L+2}}}{\text{argmin}} \left\{ \frac{1}{2} \|\mathbf{d} - \mathbf{M}_\theta \mathbf{z}\|_{\mathbf{W}}^2 + \frac{\mu}{2} \|\mathbf{D} \mathbf{z}\|^2 \right\} \quad (4)$$

où  $\mathbf{y} \in \mathbb{R}^K$ ,  $\|\mathbf{y}\|_{\mathbf{W}}^2 = \mathbf{y}^T \mathbf{W} \mathbf{y}$  avec  $\mathbf{W} = \Sigma^{-1}$  la matrice diagonale de précision et  $\mathbf{D}$  est l'opérateur de différences finies tel que  $(\mathbf{D} \mathbf{z})_n = \mathbf{z}_n - \mathbf{z}_{n+1}$ .

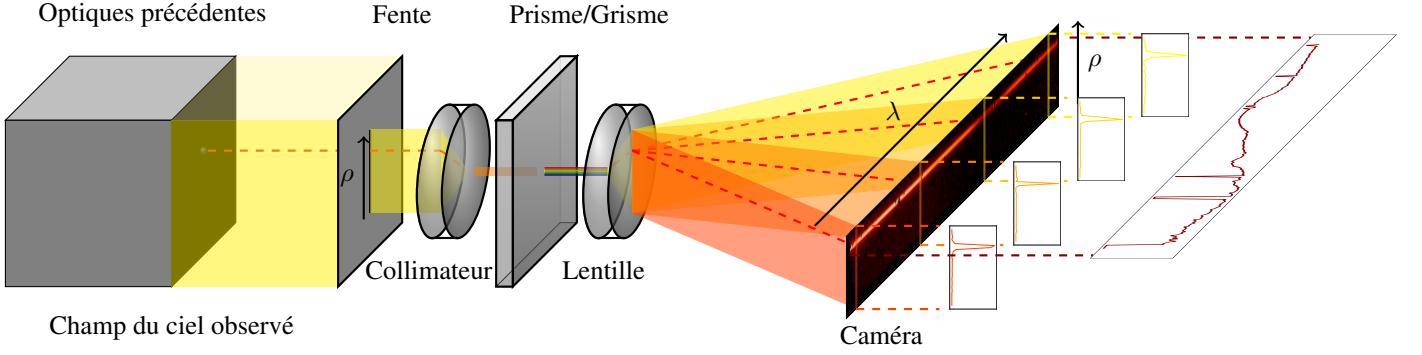


FIGURE 1 : Schéma simplifié du mode FS de JWST/NIRSpec.

### 3.1 Extraction de spectre

Pour  $\theta$  fixé, le spectre est extrait en minimisant l'Éq. 4 par rapport à  $\mathbf{z}$  :

$$\hat{\mathbf{z}} = \operatorname{argmin}_{\mathbf{z} \in \mathbb{R}^N} \left\{ \frac{1}{2} \|\mathbf{d} - \mathbf{M}_\theta \mathbf{z}\|_{\mathbf{W}}^2 + \frac{\mu}{2} \|\mathbf{D} \mathbf{z}\|^2 \right\}, \quad (5)$$

qui possède la solution analytique suivante :

$$\hat{\mathbf{z}} = \left( \mathbf{M}_\theta^T \mathbf{W} \mathbf{M}_\theta + \mu \mathbf{D}^T \mathbf{D} \right)^{-1} \mathbf{M}_\theta^T \mathbf{W} \mathbf{d}. \quad (6)$$

Compte tenu de la taille du problème ( $K \times L$  est de l'ordre de  $10^5$  pour la BR,  $10^6$  pour la MR et  $N$  est de l'ordre de  $10^2$  pour la BR et  $10^3$  pour la MR), cette solution est directement calculable numériquement.

### 3.2 Auto-calibration des paramètres de la PSF

Après chaque étape d'extraction de spectre,  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\mathbf{c}$  sont réajustés. Tout d'abord pour  $\mathbf{c}$  fixé, les paramètres de PSF sont ré-estimés en minimisant :

$$\hat{\alpha}, \hat{\beta} = \operatorname{argmin}_{(\alpha, \beta) \in \mathbb{R}_+^2} \left\{ \frac{1}{2} \|\mathbf{d} - \mathbf{M}_\theta \mathbf{z}\|_{\mathbf{W}}^2 \right\}. \quad (7)$$

Ensuite les centres sont ajustés en minimisant :

$$\hat{\mathbf{c}} = \operatorname{argmin}_{\mathbf{c} \in \mathbb{R}^L} \left\{ \frac{1}{2} \|\mathbf{d} - \mathbf{M}_\theta \mathbf{z}\|_{\mathbf{W}}^2 \right\}. \quad (8)$$

Un nouveau spectre est alors extrait pour ces nouvelles valeurs de paramètres de calibration, et ainsi de suite jusqu'à convergence de l'algorithme. La méthode d'extraction de spectre globale est résumée dans l'Algorithme 1.

---

#### Algorithme 1 : Algorithme d'extraction de spectre

---

```

1  $t = 0$ 
2  $\alpha^{[0]}, \beta^{[0]}, \mathbf{c}^{[0]}$ 
3  $\mathbf{z}^{[0]}$  obtenue en minimisant l'Éq. 5
4 pour  $t = 1, 2, \dots$  faire
5    $\alpha^{[t]}, \beta^{[t]}$  obtenu en minimisant l'Éq. 7
6    $\mathbf{c}^{[t]}$  obtenu en minimisant l'Éq. 8
7    $\mathbf{z}^{[t]}$  obtenue en minimisant l'Éq. 5
8 fin

```

---

La fonction de coût (Éq. 7) est minimisée avec la méthode de Powell BOBYQA [9], de même pour l'Éq. 8 sauf, dans le cas où il n'y a qu'une acquisition et donc un seul centre, auquel cas nous utilisons la méthode FMIN de Brent [1], adaptée à la minimisation d'une fonction univariée. Ces méthodes utilisent des approximations quadratiques successives de la fonction de coût afin d'en trouver le minimum sans calculer le gradient.

### 3.3 Réglage de la régularisation

De nombreuses méthodes ont été proposées pour régler le poids  $\mu$  de la régularisation de manière non-supervisée, dans la fonction de coût (Éq. 4). Cette étude étant encore en cours, dans ce papier, nous fixons  $\mu$  du même ordre de grandeur que la covariance des données. Un tel choix d'hyperparamètre semble garder un bon compromis entre réduction de bruit et maintien de la profondeur des petites bandes d'absorptions.

## 4 Résultats

Nous appliquons notre méthode aux données pré-traitées par le pipeline de l'objet 2003 AZ<sub>84</sub>, non ré-échantillonnées pour la correction de la distorsion (niveau 2b). La position du spectre sur le détecteur varie à chaque acquisition. Ceci est exploité afin d'obtenir un jeu de données  $\mathbf{d}$  sans contribution du ciel, en soustrayant à chaque acquisition, la moyenne des autres acquisitions. Les cartes de variance du bruit des données présentes dans les fichiers sont également combinées, en utilisant les propriétés d'indépendance des différentes acquisitions, avant d'être associées à une carte de pixels défectueux, également disponible dans le fichier, pour produire notre carte de poids  $\mathbf{W}$ . Le fichier de données contient également la carte  $\lambda$ , contenant les valeurs de longueurs d'ondes associées à chaque pixel. La carte des positions de chaque pixel dans la fente  $\rho$  doit être calculée. Cette étape, suivie de l'auto-calibration de la position de l'objet, est notre contribution pour l'auto-calibration de la distorsion. Nous procédons de la manière suivante :

1. Chaque colonne  $j = 1 : J$  de  $\mathbf{d}$  est normalisée par son maximum (le long de sa dimension spatiale);
2. En utilisant BOBYQA [9], une gaussienne est ajustée sur chaque colonne  $j$  pour trouver le centre;
3. Un polynôme du second degré  $p$  est ajusté sur ces centres en fonction de l'indice  $j$  de la colonne;
4. Finalement, pour chaque ligne  $i = 1 : I$  de la colonne  $j$  on calcule  $\rho_{i,j} = i + p(j) - p(1)$ .

Dans un premier temps, nous montrons que notre méthode converge efficacement vers un minimum local. En effet, la Fig. 2-(a) montre, dans le cas des données BR, la convergence de la fonction de coût (Éq. 4) et la convergence de l'erreur relative des spectres reconstruits, donnée par :

$$\|\mathbf{z}^{[t]} - \mathbf{z}^{[t-1]}\| / \|\mathbf{z}^{[t]}\|, \quad (9)$$

en fonction des itérations  $t \in \mathbb{N}$ . Les centres initiaux  $\mathbf{c}^{[0]}$  sont calculés à partir des positions données de l'objet dans la fente. On choisit également  $\alpha^{[0]} = 1/\max(\lambda)^2$  et  $\beta^{[0]} = 0.25$ . On peut voir qu'il nécessite moins d'une dizaine d'itérations pour converger sur le spectre avec une précision relative de  $10^{-8}$ .

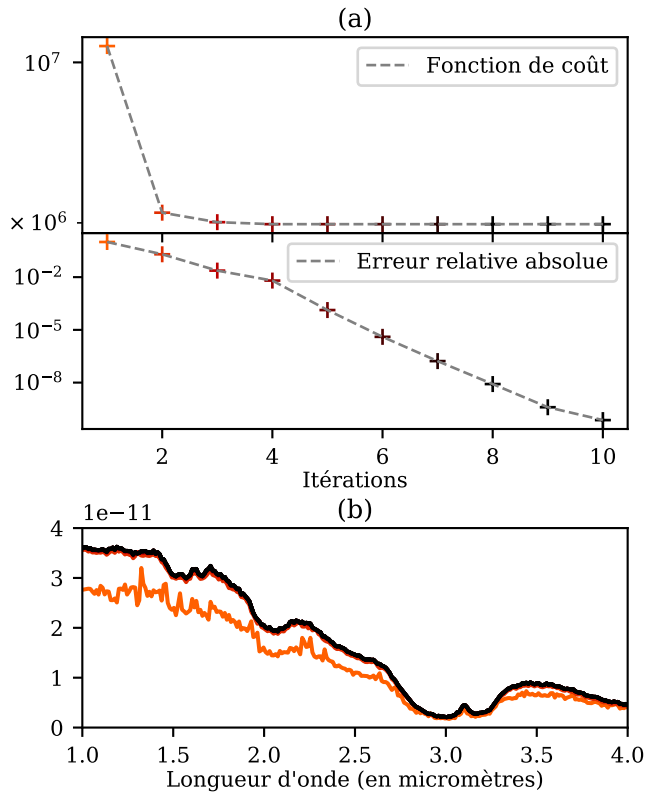


FIGURE 2 : Convergence de l'Algorithme 1 pour les données BR. La figure (a) représente la fonction de coût et l'erreur relative absolue (Éq. 9) en fonction des itérations. La figure (b) représente les spectres reconstruits à chaque itérations en fonction de la longueur d'onde. Les couleurs des spectres dans la figure (b) correspondent à celles des itérés dans la figure (a).

Dans un second temps, nous comparons les performances de notre méthode à la moyenne des spectres extraits par le pipeline (voir Fig. 3) (souvent effectué en analyse spectrale pour augmenter le rapport signal-à-bruit). Tout d'abord, les extractions de notre méthode sont moins bruitées, en particulier pour la MR à faibles longueurs d'ondes. Ceci permet de mieux identifier les bandes d'absorptions mises en avant sur la figure, comme par exemple celles qu'on peut observer entre  $1.5\mu\text{m}$  et  $2.5\mu\text{m}$ , qui sont des bandes d'absorption connues de la glace d'eau cristalline. Ensuite, pour l'extraction BR du pipeline, on peut voir des artefacts qui ne sont pas présents sur les autres extractions et qui sont vraisemblablement dus à l'interpolation de pixels défectueux.

## 5 Conclusion

Dans cette contribution, nous présentons une méthode d'extraction de spectres optimale pour le mode FS de JWST/NIRSpec, basée sur une approche inverse régularisée. Nous proposons un modèle paramétrique de PSF chromatique qui prend en compte les effets de la diffraction et la taille finie des pixels. Notre méthode alterne les étapes d'estimation de la quantité d'intérêt (le spectre de l'objet) et les étapes d'auto-calibration pour estimer les paramètres de la PSF et de la distorsion directement d'après les données de science. Nous montrons que notre méthode permet d'extraire des spectres de meilleure qualité que ceux fournis par le pipeline (moins de bruit et moins d'artefacts). Les perspectives sont d'introduire un réglage non-supervisé de la régularisation et de procéder à l'étude spectrale de 2003 AZ<sub>84</sub>.

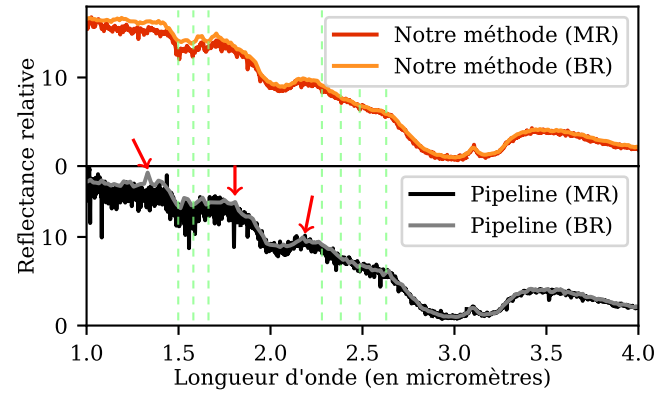


FIGURE 3 : Comparaison des spectres extraits par notre méthode à la moyenne de ceux extraits par le pipeline en BR et MR. Quelques bandes d'absorption sont mises en évidence avec des lignes pointillées, les flèches indiquent les problèmes sur le spectre BR du pipeline.

## 6 Remerciements

Les auteurs remercient le LABEX Institut Lyonnais des Origines (ANR-10-LABX-0066) pour son soutien financier dans le cadre du Plan France 2030 mis en place par l'État Français et géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR). Ce travail a été soutenu par le Programme National Français PNP et par l'Action Spécifique Haute Résolution Angulaire (ASHRA) du CNRS/INSU cofinancée par le CNES.

*This work is based on observations made with the NASA/ESA/CSA James Webb Space Telescope. The data were obtained from the Mikulski Archive for Space Telescopes at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-03127 for JWST. These observations are associated with program #1231*

## Références

- [1] R.P. BRENT : *Algorithms for minimization without derivatives*. Prentice-Hall, Inc., 1973.
- [2] A. GUILBERT, A. ALVAREZ-CANDAL, F. MERLIN, M. A. BARUCCI, C. DUMAS, C. de BERGH et A. DELSANTI : Eso-large program on tnos : Near-infrared spectroscopy with sinfoni. *Icarus*, 201(1):272–283, 2009.
- [3] K. HORNE : An optimal extraction algorithm for ccd spectroscopy. *PASP*, 98(604):609, 1986.
- [4] P. JAKOBSEN, P. FERRUIT, C. A. de OLIVEIRA, S. ARRIBAS, G. BAGNASCO, R. BARHO, T.L. BECK, S. BIRKMAN, T. BÖKER, A.J. BUNKER *et al.* : The near-infrared spectrograph (nirspec) on the james webb space telescope-i. overview of the instrument and its capabilities. *A&A*, 661:A80, 2022.
- [5] A.L. KINNEY, R.C. BOHLIN et J.D. NEILL : Weighted slit extraction of low-dispersion iue spectral data. *PASP*, 103(665):694, 1991.
- [6] V. LEBOUTELLER, J. BERNARD-SALAS, G.C. SLOAN et D.J. BARRY : Advanced optimal extraction for the spitzer/irs. *PASP*, 122(888):231, 2009.
- [7] M.D. PERRIN, A. SIVARAMAKRISHNAN, C.-P. LAJOIE, E. ELLIOTT, L. PUEYO, S. RAVINDRANATH et L. ALBERT : Updated point spread function simulations for jwst with webbpf. In *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9143, pages 1174–1184. SPIE, 2014.
- [8] N. PISKUNOV, A. WEHRHAHN et T. MARQUART : Optimal extraction of echelle spectra : Getting the most out of observations. *A&A*, 646:A32, 2021.
- [9] M.J.D. POWELL : *A direct search optimization method that models the objective and constraint functions by linear interpolation*. Springer, 1994.
- [10] S. THÉ, É. THIÉBAUT, L. DENIS, F. SOULEZ et M. LANGLOIS : Long-slit spectroscopy characterization of substellar objects with the exospec algorithm. In *Adaptive Optics Systems VIII*, volume 12185, pages 1137–1145. SPIE, 2022.
- [11] S. THÉ, É. THIÉBAUT, L. DENIS, T. WANNER, R. THIÉBAUT, M. LANGLOIS et F. SOULEZ : Characterization of stellar companion from high-contrast long-slit spectroscopy data-the extraction of spectrum of companion (exospeco) algorithm. *A&A*, soumis.